

Д. И. Сирота^{*}, Е. Ю. Краюшкина^{}, В. С. Климачев^{***}**

Брянский государственный технический университет, г. Брянск

sirota.david@yandex.ru; **senichenkova@mail.ru; *kvs250399@yandex.ru*

ОСОБЕННОСТИ РАСПРОСТРАНЕНИЯ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОЙ ВОЛНЫ В ПЛОСКОСЛОИСТОЙ СРЕДЕ И ЕЕ ТРАНСФОРМАЦИЯ В СПИНОВУЮ В ОКРЕСТНОСТИ ЧАСТОТЫ АНТИФЕРРОМАГНИТНОГО РЕЗОНАНСА В ФЕРРОМАГНЕТИКЕ

Показано влияние гиротропии на процесс возбуждения спиновых волн электромагнитной при частотах антирезонанса вблизи ориентационного фазового перехода в неоднородной плоскостойкой среде. Резонансное поглощение электромагнитной энергии вблизи особенности является причиной возбуждения спиновых колебаний, которые устраняют расходимость, активируя распространение спиновой волны при учете ее дисперсии в тензоре магнитной восприимчивости.

Ключевые слова: спиновые волны, ориентационный фазовый переход, плоскостойкая среда.

D. I. Sirota, E. Yu. Krayushkina, V. S. Klimachev

SINGULARITY OF THE OF ELECTROMAGNETIC WAVE PROPOGATION IN A PLANE-LAYER ENVIRONMENT AND ITS TRANSFORMATION IN SPIN IN THE NEIGHBORHOOD OF THE FREQUENCY OF ANTIFERROMAGNETIC RESONANCE IN FERROMAGNETS

The influence of gyrotropy on the process of excitation of electromagnetic spin waves at antirezonance frequencies near the orientational phase transition in inhomogeneous plane-layered environment. Resonant absorption of electromagnetic energy near the singularity is the cause of the excitation of spin oscillations, which eliminate divergence, activating the propagation of the spin wave, taking into account its dispersion in the magnetic susceptibility tensor.

Keywords: spin waves, orientational phase transition, plane-layered environment.

В настоящее время интенсивно изучаются электродинамические свойства композиционных материалов с искусственными управляемыми структурами [1–4], созданию которых может способствовать наличие неустойчивости магнитного состояния в окрестности полевого либо температурного ОФП. Дело в том, что в магнитоупорядоченных материалах могут эффективно возбуждаться и распространяться

слабозатухающие электромагнитные волны на высоких частотах с длиной волны в интервале 10^{-4} – 10^{-1} см., то есть во много раз меньше чем в вакууме. Эти волны носят название дипольных спиновых волн. Интерес представляет также возможность легко возбуждать в эксперименте как прямые, так и обратные волны [5].

Эффективным механизмом возбуждения спиновых волн является волновой процесс в неоднородной среде вблизи «точек поворота», в которых возникает не скомпенсированный дипольный момент, резонансная раскачка которого электромагнитной волной является источником спиновой волны, как было показано еще в работах [6–9].

Будем полагать периодическую плоскостойкую магнитную среду в виде чередующихся противоположно намагниченных слоев. Одноосная ферромагнитная среда с осью анизотропии ориентированной вдоль оси Oz расположена в плоскости XOY прямоугольной системы координат. Магнитные слои расположены в плоскости YOZ, причем слои с положительной ориентацией магнитного момента имеют толщину l_1 , а слои с отрицательной ориентацией – l_2 . Пусть вектор напряженности магнитного поля \mathbf{H} , распространяющейся электромагнитной волны, лежит в плоскости XOY, вектор напряженности электрического поля волны \mathbf{E} ориентирован вдоль оси OZ (ТЕ-волна) причем длина волны $\lambda \gg l_1 + l_2$. Далее полагаем, например, наличие градиента температуры вдоль оси Ox. В окрестности температурного ОФП частота ферромагнитного резонанса меняется с изменением температуры, что приводит к зависимости от координаты x тензора магнитной проницаемости $\overleftrightarrow{\mu}(x)$ слоев, данная ситуация также может иметь место и при градиенте кристаллографической анизотропии другой природы, либо магнитного и электрического полей.

Дифференциальное уравнение, описывающее распространение электромагнитной волны в плоскостойкой среде в рассматриваемой модели имеет вид:

$$\frac{\partial \mu_{yx}^{-1}}{\partial x} \frac{\partial E_z}{\partial y} - \frac{\partial}{\partial x} \left(\mu_{yy}^{-1} \frac{\partial E_z}{\partial x} \right) - \frac{\partial}{\partial y} \left(\mu_{xx}^{-1} \frac{\partial E_z}{\partial y} \right) = \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 E_z}{\partial t^2}, \quad (1)$$

где c – скорость света в вакууме.

Решение этого уравнения в дальнейшем будем искать в виде: $E_z = E(x) \exp(i(ky - \omega t))$, здесь k – модуль волнового вектора, а $\mu_{xx}^{-1}, \mu_{yx}^{-1}$ компоненты тензора обратного тензору $\overleftrightarrow{\mu}(x)$ в виде:

$$\mu_{yy}^{-1} = \mu_{xx}^{-1} = \frac{\mu}{\mu^2 - \mu_a^2} = \chi; \quad \mu_{yx}^{-1} = (-1)^n \frac{i\mu_a}{\mu^2 - \mu_a^2} = (-1)^n \chi_a, \quad (2)$$

$$\mu = 1 + \frac{2\Omega\omega_f - i\omega\gamma}{\Omega^2 - \omega^2 - i\omega\Omega_f\gamma/\omega_f}; \quad \mu_a = \frac{2\omega\omega_f}{\Omega^2 - \omega^2 - i\omega\Omega_f\gamma/\omega_f} \quad (3)$$

Здесь $\Omega = \Omega_f$ – частота ферромагнитного резонанса, являющаяся функцией координаты x , $\omega_f = 2\pi g M_o$, M_o – плотность намагниченности подрешетки, g – гиромагнитное отношение, n – номер слоя, γ – коэффициент трения.

Усредним уравнение (1) по периоду плоскостной среды $l = l_1 + l_2$ (среднее значение будем обозначать чертой сверху). Следуя [4, 10] эффективные компоненты обратного тензора магнитной проницаемости вводятся в уравнение (1), исходя из того, что в нашей ситуации E_z непрерывна на границах, разделяющих слои, и с точностью до величин порядка $l/\lambda \ll 1$ постоянна в пределах периода.

В уравнении (1) процедуре усреднения подвергнем первое слагаемое, усреднение остальных происходит аналогично, следующим образом:

$$\frac{1}{l} \int_x^{x+l} \frac{\partial \mu_{yx}^{-1}}{\partial x'} \frac{\partial E_z}{\partial y} dx' = \left(\frac{l_1}{l}\right) \frac{\partial \bar{E}_z}{\partial y} \frac{1}{l_1} \int_x^{x+l_1} \frac{\partial \mu_{yx}^{-1}}{\partial x'} dx' + \left(\frac{l_2}{l}\right) \frac{\partial \bar{E}_z}{\partial y} \frac{1}{l_2} \int_{x+l_1}^{x+l_1+l_2} \frac{\partial \mu_{yx}^{-1}}{\partial x'} dx' = \left(\frac{l_1}{l} - \frac{l_2}{l}\right) \frac{\partial \chi_a}{\partial x} \frac{\partial \bar{E}_z}{\partial y}. \quad (4)$$

Усредненное уравнение (1) принимает вид:

$$v \frac{\partial \chi_a}{\partial x} \frac{\partial \bar{E}_z}{\partial y} - \frac{\partial}{\partial x} \left(\chi \frac{\partial \bar{E}_z}{\partial x} \right) - \frac{\partial}{\partial y} \left(\chi \frac{\partial \bar{E}_z}{\partial y} \right) = \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \bar{E}_z}{\partial t^2}. \quad (5)$$

Здесь $v \chi_a = \mu_{yx}^{-1}$, $v = l_1/l - l_2/l$.

На данном этапе мы опустим дисперсию и затухание в выражениях (2), (3).

Поскольку частота ферромагнитного резонанса в нашей ситуации зависит от координаты, то будем полагать наличие антирезонанса $\mu^2 - \mu_a^2 = 0$ в точке $x = 0$.

Антирезонанс в точке $x = 0$ реализуется при частоте ферромагнитного резонанса Ω_f , удовлетворяющей условию: $\Omega_f = \Omega_0 = \omega - 2\omega_f$

Тогда в окрестности $x = 0$ запишем компоненты обратного тензора в виде: $\mu_{xx}^{-1} = \mu_{yy}^{-1} = -b/x$, $\mu_{yx}^{-1} = ivb/x$.

Здесь $b = \omega_f / \frac{d\Omega}{dT} \cdot \frac{dT}{dx}$.

Примем $dT/dx < 0$, чтобы обеспечить $b > 0$, так как обычно $d\Omega/dT < 0$.

Подставив полученные выражения, в уравнение (5) получим:

$$\frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{1}{x} \frac{\partial \bar{E}}{\partial x} \right) + \left[\left(\frac{kv}{x^2} \right) - \left(+ \frac{k^2}{x} + \frac{\omega^2}{bc^2} \right) \right] \bar{E}(x) = 0 \quad (6)$$

Напряженность магнитного поля можно вычислить согласно усредненным уравнениям Максвелла в виде:

$$\bar{H}_x = \frac{ic}{\omega} \left(\mu_{xx}^{-1} \frac{\partial E_z}{\partial y} + \mu_{yx}^{-1} \frac{\partial E_z}{\partial x} \right) = -\frac{icb}{\omega x} \left(\frac{\partial \bar{E}_z}{\partial y} - iv \frac{\partial \bar{E}_z}{\partial x} \right), \quad (7)$$

$$\bar{H}_y = \frac{ic}{\omega} \left(\mu_{yx}^{-1} \frac{\partial E_z}{\partial y} - \mu_{xx}^{-1} \frac{\partial E_z}{\partial x} \right) = \frac{icb}{\omega x} \left(iv \frac{\partial \bar{E}_z}{\partial y} + \frac{\partial \bar{E}_z}{\partial x} \right) \quad (8)$$

Усреднение в выражениях (7) и (8) проводилось аналогично процедуре в выражении (4).

Для выяснения особенностей при распространении электромагнитной волны проведем численное решение уравнения (6), при этом полагаем, что неоднородная среда слева граничит с бесконечной

аналогичной однородной средой, при отсутствии скачка намагниченности. Начальные условия записывались, исходя из непрерывности касательных составляющих напряженностей электрического и магнитного полей к плоскости YOZ.

Графики зависимостей $[Re(E_z/E_0)]^2$ и $[Re(H_x/E_0)]^2$ от параметра $t = |k|x$ показаны на рис. 1–2. На рисунке 2 видна расходимость $Re(H_x)$ при $t = 0$, когда $|\nu| < 1$.

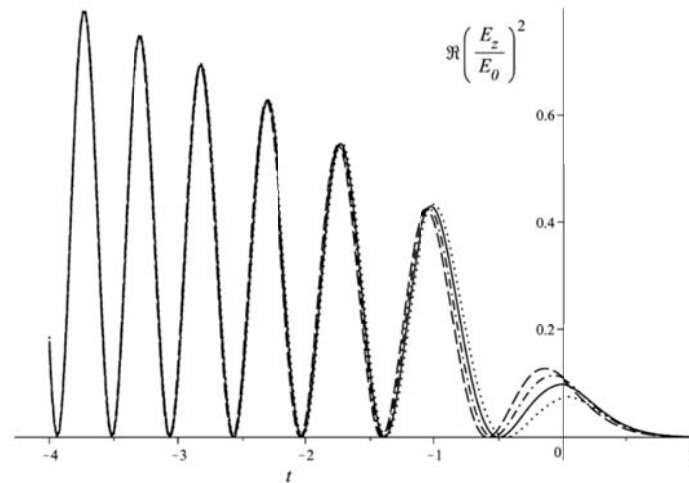


Рис. 1. Зависимость $[Re(E_z/E_0)]^2$ от параметра $t = |k|x$ при различных значениях параметра ν (— $\nu = -1$, — $\nu = 0$, ... $\nu = 0.5$, - · - $\nu = -0.5$)

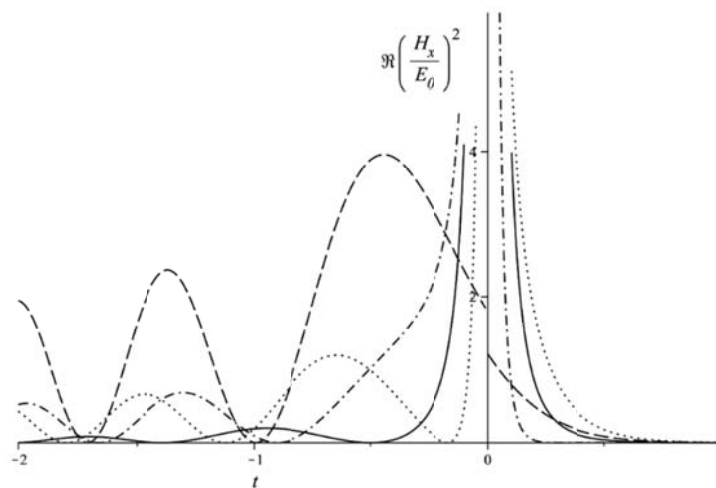


Рис. 2. Зависимость $[Re(H_x/E_0)]^2$ от параметра $t = |k|x$ при различных значениях параметра ν (— $\nu = -1$, — $\nu = 0$, ... $\nu = 0.5$, - · - $\nu = -0.5$)

Наличие особенности в точке $x = 0$ может являться источником спиновой волны, поскольку в этой точке возникает не скомпенсированный магнитный момент m .

Анализ численных расчетов показывает, что, если размеры слоев с разной намагниченностью различны ($0 < |\nu| < 1$), то есть в среднем среда

гиротропна, то наличие антисимметричной части тензора магнитной проницаемости не приводит к устранению расхождений в амплитудах электромагнитных и спиновых волн как и в работе [8], где гиротропия отсутствует. Если же $\nu = 1$, то особенности устраняются и прекращается резонансная генерация спиновых волн. Таким образом, изменение степени гиротропности, позволяет управлять интенсивностью генерации спиновых волн.

ЛИТЕРАТУРА

1. Мословский С. И. К возможности создания искусственных сред с одновременно отрицательными диэлектрической и магнитной проницаемостями // Письма в ЖТФ. Т. 29. № 1, 2003. С. 69–74.
2. Вендик И. В. Искусственная диэлектрическая среда, обладающая одновременно отрицательной диэлектрической и отрицательной магнитной проницаемостями / И. Б. Вендик, О. Г. Вендик, М. С. Гашинова // Письма в ЖТФ. 2006. Т. 32. № 10. С. 30–39.
3. Булгаков А. А. Дисперсия и неустойчивости электромагнитных волн в полупроводниковых слоисто-периодических структурах / А. А. Булгаков, О. В. Шрамкова // ЖТФ. 2003. Т. 73. № 3. С. 87–95.
4. Елисеева С. В. Дисперсия объемных и поверхностных электромагнитных волн в бигиротропной мелкослоистой среде феррит-полупроводник / С. В. Елисеева, Д. И. Семенцов, М. М. Степанов // ЖТФ. 2008. Т. 78. № 10. С. 70–77.
5. Вашковский А. А. Прямые и обратные неколлинеарные волны в магнитных пленках / А. В. Вашковский, Э. Г. Локк // УФН. 2006. Т. 176. № 5. С. 557–562.
6. Schlöman E. Generation of Spin Waves in Nonuniform Magnetic Fields. I. Conversion of Electromagnetic Power into Spin-Wave Power and Vice Versa / E. Schlöman // J. Appl. Phys. 1964. V. 35. № 1. P. 159–166.
7. Schlöman E. Generation of Spin Waves in Nonuniform dc Magnetic Fields. II. Calculation of the Coupling Length / E. Schlöman, R. I. Joseph // J. Appl. Phys. 1964 V. 35. № 1. P. 167.
8. Сирота Д. И. / Трансформация электромагнитных волн в спиновые вблизи частот антирезонанса в окрестности ориентационного фазового перехода / Д. И. Сирота, А. Ф. Журавлев // ФТТ. 1991. Т. 33. № 9. С. 2627–2631.
9. Гуляев Ю. В. Механизм эффективного электромагнитного возбуждения обменных спиновых волн в неоднородных ферритовых пленках / Ю. В. Гуляев, П. И. Зильберман, А. Г. Тимирязев // Письма в ЖТФ. 1995. Т. 21. № 19. С. 27–31.
10. Agranovich V. M. Dielectric permeability and influence of external fields on optical properties of superlattices / V. M. Agranovich // Solid State Commun. 1991. V. 78. № 8. P. 747–750.